

最高エネルギー宇宙線のハイブリッド測定のための
解析方法の研究

大阪市立大学大学院 理学研究科 数物系専攻
清水 伸明

2007 年 2 月 19 日

目次

第1章	最高エネルギー宇宙線	1
1.1	宇宙線	1
1.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	1
1.2	最高エネルギー宇宙線	3
1.2.1	GZK cutoff	3
1.3	伝播機構	4
1.4	起源	4
第2章	テレスコープアレイ実験	9
2.1	テレスコープアレイ実験の目標	9
2.2	テレスコープアレイ実験の装置	10
2.2.1	大気蛍光望遠鏡	10
2.2.2	地表粒子検出器	12
2.3	ハイブリッド観測	12
第3章	空気シャワー現象	14
3.1	空気シャワー	14
3.2	空気シャワーの発達	15
3.3	観測原理	16
3.3.1	地表検出器	16
3.3.2	大気蛍光望遠鏡	17
第4章	各検出器に入射する粒子の発達段階の違い	19
4.1	発達段階の違い	19
4.2	発達段階の違いによる入射粒子数の違い	20
第5章	空気シャワーシミュレーション	26
5.1	計算方法	26
5.2	条件	28
第6章	解析方法と解析結果	30
6.1	到来方向の決定	30
6.2	コアの位置とエネルギーの決定	31
6.3	解析結果	31

概要

10^{20} eV 以上の宇宙線（最高エネルギー宇宙線）は宇宙背景放射と相互作用して急激にエネルギーを失い一定距離（約 1.5 億光年）以遠からは地球に到来できず、そのため地球で観測される宇宙線のエネルギーには上限があると考えられている。しかし、日本の明野広域空気シャワーアレイ (AGASA) は、このエネルギー限界を越える宇宙線を期待値 1.6 事象に対して、これを大きく上回る 11 事象も検出した。AGASA はさらに $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線の到来方向には偏りがあることも示唆した。

この問題提起を受け、最高エネルギー宇宙線の発生源と伝播機構を解明することを目的として、Telescope Array (TA) 実験は進行中である。TA 実験では、最高エネルギー宇宙線の作る空気シャワーを地表検出器アレイと大気蛍光望遠鏡という 2 つの異なる検出器を用いて「ハイブリッド観測」することで、エネルギー測定精度向上させ、粒子種を同定する。

本研究では、TA 実験のための空気シャワーのハイブリッド解析方法を確立すべく、まずは空気シャワー事象をシミュレートするプログラムとデータ解析プログラムを開発した。ハイブリッド観測で得られる情報を用いて空気シャワーアレイのデータ解析をすることで、宇宙線のエネルギー決定精度がどれほど向上するか、定量的に評価した。

空気シャワーアレイでの最高エネルギー宇宙線観測データを解析する上でのもっとも重要な点は、空気シャワーの空間的な広がりとアレイの大きさが同程度であるという点である。低いエネルギーの宇宙線が作る空気シャワーでは、縦方向発達の典型的な長さ、20km に比べ、空気シャワーの横広がり大きさ、そしてアレイの検出器間隔は、10~100m と十分短い。従って全ての検出器の場所で、空気シャワーの発達段階は同じであると考えて良い。しかし、最高エネルギー宇宙線の作る空気シャワーでは、その横広がりと検出器間隔は~1km となり、縦方向の長さ甚至比十分短いとは言えず、検出器ごとに発達段階も異なる。ハイブリッド観測からは縦方向発達の情報が得られるので、データ解析で発達段階の違いを考慮することができる。

第1章 最高エネルギー宇宙線

1.1 宇宙線

宇宙線は大きく分けて一次宇宙線と二次宇宙線がある。一次宇宙線は宇宙空間から地球に到来してくる放射線の総称であり、その主成分は陽子やその他の原子核である。一次宇宙線が大気に入射すると空気との相互作用によって多種多様な二次粒子を生じる、これを二次宇宙線と呼ぶ。宇宙線は1912年Hessによって発見され1920年代の半ばにその存在がほぼ確かめられた。それ以降様々な宇宙線の観測実験が行われ宇宙線の研究が続いている。

観測されている宇宙線のエネルギーは 10^7 eV から 10^{20} eV 以上と広範囲にわたっている。Figure 1.1 は現在までに観測された宇宙線のエネルギースペクトルをまとめたものである。

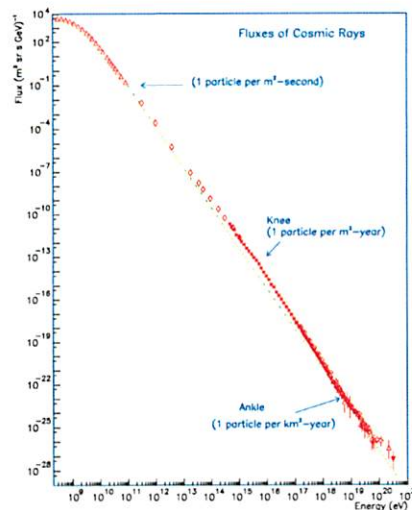


Figure 1.1: 宇宙線スペクトル by S.Swoedy

1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

宇宙線のエネルギースペクトルにおいて特徴的な点は太陽活動による影響がきいてこない 10^{10} eV 以上で $J(E) \propto E^{-\gamma}$ とべき関数で表されることである。またそのべき関数の指数部 γ が変化するのが観測結果からわかっている。 10^{15} eV 付近では γ が 2.7 から 3.0 になってスペクトルが折れ曲がっている。これは “knee” と呼ばれている。最近の報告では同

様に $10^{17.7}$ eV 付近でも γ が 3.0 から 3.3 になって折れ曲がりがあるのではないかと言われ “second knee” と呼ばれている。また $10^{18.6}$ eV 付近では γ が 2.7 になって再び傾きが緩やかになるとされている。これは “ankle” と呼ばれている。なぜこのような特徴を持つのかは完全にはまだわかってはいない。

10^{15} eV 以下の領域では、宇宙線は銀河内の超新星残骸でのショックによって加速されるのではないかと考えられている。加速機構として最も有力と認め垂れているのが “フェルミ加速” である。

フェルミ加速

フェルミ加速は 1949 年に Fermi によって提唱された加速理論で、荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返すことによって加速されるという統計的な加速である。これによれば、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の 1 回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量 ΔE は正であり、 $\Delta E = \gamma E$ と粒子のエネルギーに比例することが示される。星間雲との衝突による加速は、この γ が星間雲の移動速度の 2 乗に比例することから、2 次のフェルミ加速と呼ばれる。実際の宇宙線加速モデルとしては、この 2 次フェルミ加速よりもプラズマ衝撃波による加速が有力であると考えられている。この場合、加速領域の形状の考察から γ が衝撃波の移動速度の 1 乗に比例することが示され、1 次のフェルミ加速と呼ばれる。

荷電粒子が衝撃波との 1 回の衝突で $\Delta E = \gamma E$ のエネルギーを獲得するとすると、 n 回の衝突後の粒子のエネルギー E_n は以下になる。

$$E_n = E_0 (1 + \gamma)^n \quad (1.1)$$

ここで E_0 は粒子の初期エネルギーである。よって、エネルギーが E になるのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \gamma)} \quad (1.2)$$

となる。ここで、1 回の衝突で加速領域から逃げ出す確率を P_{esc} とおけば、 n 回衝突後に加速領域に留まる確率は $(1 - P_{esc})^n$ であるので、 E 以上のエネルギーに加速される粒子の割合は

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (1.3)$$

である。式 (1.2) を式 (1.3) に代入すると、

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (1.4)$$

となる。ここで

$$\gamma = \frac{\ln \left[\frac{1}{(1 - P_{esc})} \right]}{\ln(1 + \gamma)} \approx \frac{P_{esc}}{\gamma} \quad (1.5)$$

である。この加速方法だと自然にべき関数のスペクトルが導きだされ、観測されているエネルギースペクトルと良い一致をみる。

荷電粒子は磁場中で回転運動を行う。このときの半径をラーモア半径と呼ぶ。ラーモア半径 $L(\text{pc})$ は

$$L \approx \frac{E}{10^{15} \text{eV}} \left(\frac{1}{B_{\mu G}} \right) \left(\frac{1}{Z} \right) \quad (1.6)$$

となる。ここで E は荷電粒子のエネルギー (eV), $B_{\mu G}$ は磁場 (μG), Z は電荷数である。銀河系内部の磁場を $3\mu G$ とすると 10^{15} eV の陽子では L は $\sim 0.3 \text{pc}$ となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、拡散運動の効果を合わせると、これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなるので宇宙線の銀河外への洩れだしが増加すると考えられる。 10^{15} eV のスペクトルの折れ曲がりはこの影響のためではないかと示唆されている。別のモデルでは 10^{15} eV 以上の宇宙線はそれまでとは別の機構で生成、加速されているのではないとも言われている。

ankle を超えるエネルギーの宇宙線についても、宇宙線粒子の曲率半径が銀河系の厚みよりより大きくなるため銀河系内に閉じ込めることはできず、このエネルギー領域の宇宙線は銀河系外起源と考えられており、その到来方向に異方性があることが期待されている。

1.2 最高エネルギー宇宙線

宇宙線の中で最も興味深いものの 1 つが最高エネルギー宇宙線である。最高エネルギー宇宙線とは 10^{20} eV 付近または、それ以上のエネルギーを持った宇宙線のことで、これまで AGASA などの実験グループによって観測されたという報告がある。

1.2.1 GZK cutoff

高エネルギーの宇宙線の場合問題になってくるのは宇宙背景放射 (Cosmic microwave background CMB) や磁場との相互作用である。そのなかでも最も議論されているのが Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) effect である。1963 年に宇宙背景放射の存在が発見された直後、Greisen, Zatsepin と Kuzmin は、最高エネルギー宇宙線は伝播中にこの CMB と衝突して大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した。2.7 K の CMB ($\sim 10^{-3} \text{eV}$) は、宇宙線陽子の静止系では 100MeV を越える高エネルギーのガンマ線と同等であり、陽子は高い確率で核子共鳴状態に励起される。共鳴状態は π 中間子を放出して崩壊するために、大きなエネルギー損失が起こる。

$$\gamma(\sim 150 \text{MeV}) + p(\text{静止}) \rightarrow \Delta(1232) \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^+ \quad (1.7)$$

また、この共鳴よりも低いエネルギーで、pair production ($\gamma + p \rightarrow p + e^+ + e^-$) によるエネルギー損失も起こる。

Fig. 3.3 は陽子のエネルギーを CMB 中の伝播距離の関数としてシミュレーションによって計算された結果で、銀河空間の伝播に伴いエネルギーを急激に失う様子がよくわかる。

これによると 10^{20} eV 以上の陽子は $\sim 100 \text{kpc}$ 以上遠くからはやって来れないことがわかる。このために地球で観測される宇宙線のエネルギースペクトルには 10^{19-20} eV 付近に GZK cutoff と呼ばれる急激な減少があると予想されている。また、この cutoff が現れるエネルギー限界は GZK 限界と呼ばれている。

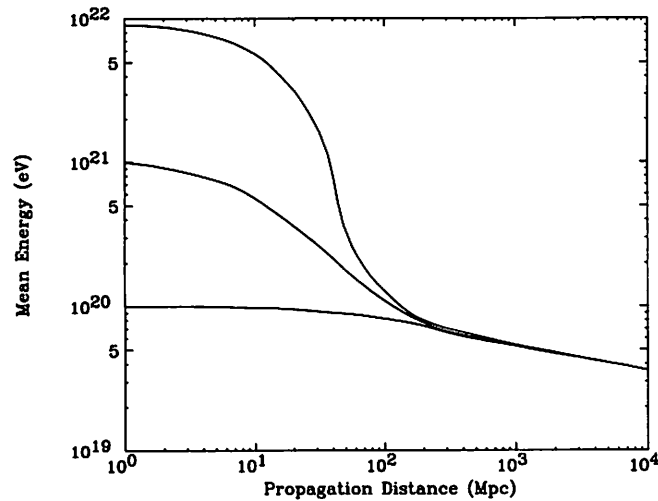


Figure 1.2: 陽子のエネルギー VS CMB 中の伝播距離 by J.W.Cronin[2]

1.3 伝播機構

磁場 $1 \mu\text{G}$ 中の陽子のラーモア半径は陽子のエネルギーを 10^{19} eV とすると 10 kpc になる。これは銀河円盤の厚さに比べ大きいので生成されてもすぐに銀河外に逃げ出す。鉄原子核の場合は、より長い時間銀河に残り銀河円盤で生成された場合異方性が見えるはずと考えられる。しかし 10^{19} eV 以上の宇宙線の到来方向と銀河円盤の相関が見られないので、宇宙線の源は銀河系外もしくは銀河ハロー内部だと考えられている。銀河外の磁場については詳しくはわかっていないが Virgo クラスターの様な銀河は μG 程度であると思われる。銀河間では 1 nG 以下と推定されている。このような磁場中を陽子が伝播する様子をシミュレートしたのが Fig. 1.3 である。宇宙線の源から 40 Mpc の距離を伝播する軌跡が表されている。

このような仮定のもとでは 10^{20} eV の陽子はほぼ直進する。よって 10^{20} eV 以上の宇宙線は到来方向から、その宇宙線の源がわかる。

1.4 起源

最高エネルギー宇宙線の起源は天体による加速、位相欠陥や超重粒子の崩壊、対消滅で生成されるといった説がある。

bottom-up モデル

Fermi 加速あるいはその他のメカニズムによって、低いエネルギーの宇宙線をより高いエネルギーへと加速し、最高エネルギー宇宙線を放射している放射源モデルを総称して bottom-up モデルと呼ぶ。

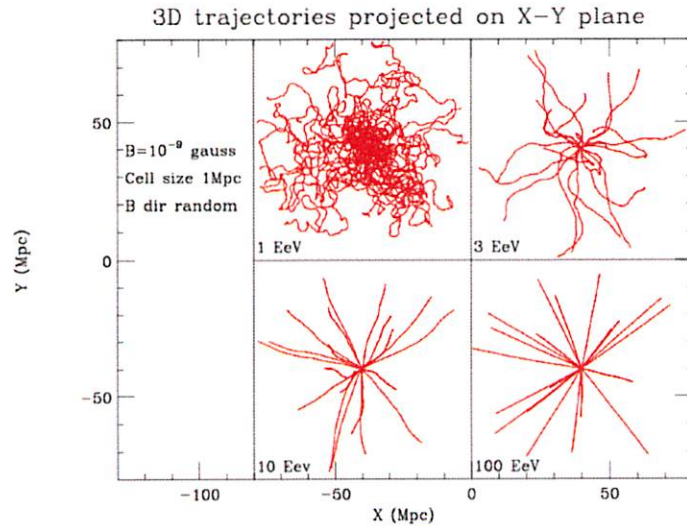


Figure 1.3: 一次宇宙線が陽子の場合の磁場中の軌跡 by J.W.Cronin [2]

天体による宇宙線の加速の場合、天体が粒子を加速できる限界のエネルギー E_{max} は、加速領域が最低でもラーモア半径の 2 倍以上であることが要請されるので

$$E_{max} < \frac{1}{2} \times Z\beta LB_{\mu G} \quad (1.8)$$

となる。 β は散乱体の典型的な散乱速度である。この条件と様々な天体を比較した図が Fig. 1.4 である。

この図から、銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は最高エネルギー宇宙線の加速源から除外されることがわかる。銀河系内の天体としては唯一、中性子星が候補天体である。銀河系外起源の候補としては、活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などが挙げられる。

以下、いくつかの候補天体での加速の可能性と観測との比較について簡単にまとめる。

- 中性子星：表面の磁場が 10^{13}G を越えるような中性子星は、鉄原子核を 10^{20}eV 以上まで加速することが可能である。しかしこのような非常に強い磁場が存在すると、荷電粒子はシンクロトロン放射によってエネルギーを失い、実際にはそのような高エネルギーまでの加速は不可能であると考えられている。ただし、シンクロトロン放射によるエネルギー損失率は中性子星表面からの距離に強く依存し、表面から 10^9cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わずに放射される、という指摘もある。このモデルでは、最高エネルギー宇宙線は銀河系内起源ということになる。中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核であると予想されているので、最高エネルギー宇宙線の組成の測定がこのモデルを検証する上で最も重要である。
- AGN：活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) では、中心にあるブラックホールに降着する物質の重力エネルギーを粒子の運動エネルギーとして解放する。粒子加速は回転する磁場によって生ずる電場によって起こる。ただし、AGN での加速では、そ

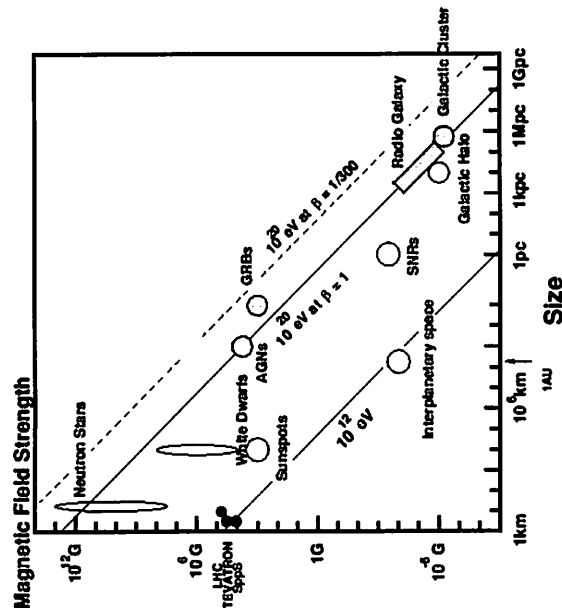


Figure 1.4:

の周囲の放射場との衝突による荷電粒子のエネルギー損失が顕著であり、最大加速エネルギーは 10^{19} eV までと考えられている。

- 電波ローブ: AGN の電波ローブと呼ばれる領域では、中心核から放出されるジェットと銀河間空間ガスの衝突によって強い衝撃波が生じており 100kpc 以上も広がっている。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低いためエネルギー損失が少なく、かつ粒子を封じ込めるだけの十分な強さの乱流磁場が存在していることが、電波観測から予想されている。しかし、hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN はまれで、地球からの距離も遠く、しかもこれまでに観測された最高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87(18Mpc) がそのような放射源であれば、M87 の方向に観測事象が集中するはずである。また、次に近い既知の類似な天体は NGC315 で、これは 100 Mpc と遠すぎる。
- GRB: ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRB) は、我々が知っている現象の中でも最も激烈なものの一つであり、最高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している。GRB によるエネルギー放出率は、最高エネルギー宇宙線源が一樣に分布していると考えた場合の 10^{19} eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放出率にほぼ等しく、非常に有力な候補天体である。しかし、GZK 機構のために地球近傍 50Mpc 以内に存在しなければならない。このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の方向に集中することが容易に予想できる。しかし、これまで観測された super-GZK 事象と GRB の方向には、相関は見つかっていない。

- 銀河団：数 μ G オーダーの磁場が 500kpc 程度の広がりを持って観測されており、これは最大加速の条件 (式??) を満たしている。しかし、 10^{20} eV 以上まで宇宙線が加速されたとしても、銀河団内部での GZK 機構によるエネルギー損失が大きく、銀河団の外には放射されないと考えられている。
- 衝突銀河：巨大な衝撃波と 20 μ G オーダーの強い磁場を持った衝突銀河が観測されており、その大きさは加速された宇宙線の曲率半径を越える。しかし、 10^{20} eV まで粒子を加速するには、衝突している銀河どうしの大きさが非常に異なることが条件である。

top-down モデル

前述のように、これまでに観測された最高エネルギー宇宙線を既知の天体現象や素粒子物理、宇宙論の標準的な枠組の中で説明することが困難である。このため、AGASA の発見は多くの理論家の興味を呼び起こし、素粒子物理の標準的な理論を越えた新しい物理に基づくモデルや、未知の超高エネルギー天体現象に基づくモデルが提案されている。こうしたモデルは、従来のような低エネルギー粒子が加速されて最高エネルギーに達するという bottom-up モデルに対して、top-down モデルと呼ばれる。

以下はそのいくつかの例である。

- TD・SHR の崩壊・対消滅：ビッグバンの初期、すなわちインフレーションの最後またはその後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect, TD)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles, SHR) が、銀河近傍で崩壊して最高エネルギー宇宙線を発生しているとするモデルである。TD は互いの衝突や対消滅によって、超重ゲージボソンやヒッグスボソンに崩壊すると考えられている。これらはパイオンのハドロンジェットを作り最終的にガンマ線、電子、ニュートリノに崩壊し、ハドロンのうち数%だけが核子となる。GZK 機構を考慮すると、このシナリオでは、GZK cutoff より低いエネルギーでは陽子が、高いエネルギーではガンマ線が主成分になると予想される。SHR も崩壊によってハドロンジェットを作るが、SHR は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられるため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予想されている。
- Z バースト模型：超高エネルギーのニュートリノが、重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して Z^0 粒子を作り、その崩壊生成物が最高エネルギー宇宙線として観測される、とするモデルである。この反応で生成されるのはほとんど光子である。また、宇宙背景ニュートリノは銀河近傍に大きな半径を持つクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になると予想される。
- 相対論の破れ：超高エネルギーでは特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている Δ^+ 生成の共鳴的生成が起こらない、とするモデルがある。ローレンツ因子 γ が 10^{11} を越えるようなエネルギー領域では、これまで特殊相対論の実験的検証がなされていないため、このような提案が可能である。

このように, top-down モデルでは, GZK 限界を超える最高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば, 標準的な素粒子と天体の理論を越える新たな物理への糸口となる可能性がある.

第2章 テレスコープアレイ実験

最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて小さく、AGASA の観測によれば 1 km^2 の地表に 100 年に 1 度飛来する程度である。AGASA は 111 台のシンチレーション検出器を 100 km^2 の地表に配置し、降り注ぐ空気シャワーを観測した。これにより、検出感度を当時の世界レベルから一挙に～5 倍広げること成功し、大きな成果を導いた。しかし、建設以来十数年を経て AGASA は感度、装置性能ともに限界に達し、これ以上に起源解明に迫ることはできず、2004 年に観測を終了した。

そこで、最高エネルギー宇宙線の存在の確立と起源解明のため、日米共同の新たな観測計画が立案された。それがテレスコープアレイ実験 (Telescope Array Project) である。この TA 実験は、AGASA の約 4 倍の感度を持つ大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と、約 9 倍の感度を持つ地表検出器 (Surface Detector, SD) を設置し、最高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測するものである。現在、2007 年からのハイブリッド定常観測を目標に建設中である。

2.1 テレスコープアレイ実験の目標

この宇宙線望遠鏡実験では、第 1 章で述べた現在までの最高エネルギー宇宙線観測の問題点を踏まえて、以下の目標を掲げている。

- 従来の最高エネルギー宇宙線観測実験よりも観測精度、有効検出面積を格段に向上させ、 10^{20} eV を超える super-GZK 宇宙線の存在を確立する。宇宙線望遠鏡実験では、観測イベントの約 10% は大気蛍光望遠鏡と地表粒子検出器によるハイブリッド観測になるので、両検出器相互の補正によりエネルギースケールの系統誤差を 10% 以下に抑える。
- 最高エネルギー宇宙線の点源問題を解決する。宇宙線望遠鏡全体では、AGASA に対して約 12 倍の有効検出面積を有するので、これにより統計量を増やし、同時に一次宇宙線の到来方向を 1.0° 以下の精度で決めることを目指す。
- 最高エネルギー宇宙線の粒子種を同定する。最高エネルギー宇宙線は起源モデルごとに一次宇宙線の組成として陽子、鉄、ガンマ線やニュートリノなどが予言されており、組成判別が起源解明の大きな鍵となる。

2.2 テレスコープアレイ実験の装置

観測装置は、大気が乾燥して透明度が高く大気蛍光法による観測に適した米国ユタ州ミラード郡、平均標高 1400 m (大気深さ 860 g/cm² の西部砂漠地帯に設置する。大気蛍光観測用の望遠鏡ステーションは、地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、周囲から 100~200 m 高くなった小丘の頂上や中腹に配置する。望遠鏡ステーションは約 40 km の間隔で 3ヶ所 (Black Rock Mesa、Long Ridge、Middle Drum) に設けられ、それぞれが中心領域方向 120° の範囲に到来する空気シャワーを 2ヶ所以上のステーションでステレオ観測する。望遠鏡ステーションの内側の領域には、荷電粒子を検出するプラスチックシンチレーション検出器が 516 台、1.2km 間隔で碁盤の目状に設置される。装置の検出面積は約 800 km² となる。装置の配置図を図 2.1 に示す。

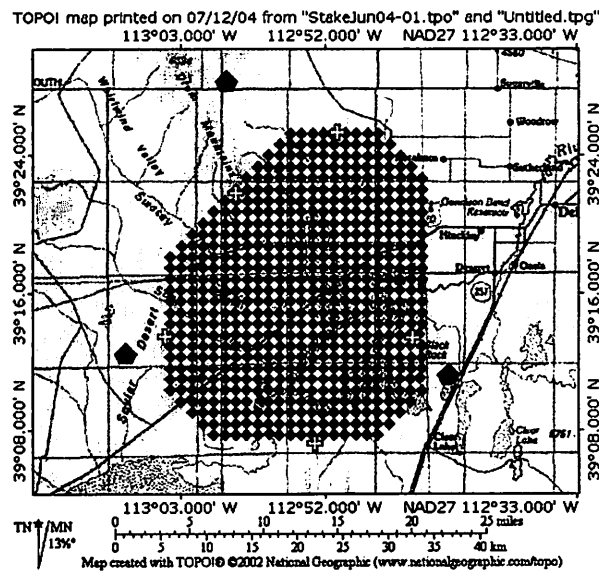


Figure 2.1: 大気蛍光望遠鏡と地表検出器の配置

2.2.1 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡は空気シャワーによるシンチレーション光を球面鏡で集光し、それを PMT カメラで撮像して観測を行う装置である。3ヶ所に設置された望遠鏡ステーションは、それぞれ口径 3m の球面鏡を持つ 12 基の望遠鏡を装備しており、方位角 120° を観測する。将来的には 360 度をカバーするよう拡張ができるようになっている。観測を行わないときは全てのシャッターが閉まり、望遠鏡を保護するようになっている。また、ステーションの中心にはデータを収集するコントロールルームと居住区が設けられる。

以下、大気蛍光望遠鏡を構成する各部位についてまとめる。

光学系

望遠鏡は広角視野を得るため、また放物面鏡に比べると設置と調節機構が簡単であるため、球面鏡を使用している。望遠鏡1基の視野は、方位角が 18° 、仰角が 15.5° である。この望遠鏡を二段に重ねることによって、仰角は上段の望遠鏡が $3^\circ \sim 18.5^\circ$ 、下段が $18.5^\circ \sim 34^\circ$ となり、全体では $3^\circ \sim 34^\circ$ をカバーする。各ステーションには、合計12基の望遠鏡が扇形に配置され、方位角は全体で 120° になる。

焦点面のPMTカメラで結ぶスポットサイズは、ほとんどの視野で半値幅にして30mm程度で、これはPMT大きさ(六角形の幅61mm)に比べ十分小さい。

望遠鏡に使われる球面鏡は、18枚の六角形をしたセグメントミラーからなる口径3.3mの合成球面鏡である。セグメントミラーの取付角度は、2方向に調節可能である。また、合成球面鏡の中心はセグメントミラーは配置されておらず、光学角度制御系とPMT校正系が取り付けられる。

セグメントミラーは対辺間が660mmの六角形で厚みは11mm、曲率半径は $6067 \pm 40\text{mm}$ である。素材はTempax glassを使用し、表面は劣化に強いAnodizationという方法で Al_2O_3 コーティングされている。反射率は、波長域330nm $\sim$ 450nmで80%以上である。

PMT カメラ

PMT(光電子増倍管)カメラは、 16×16 のアレイ状に並べられた256本のPMTから構成されており、反射鏡の焦点面に設置される。1本のPMTが持つ視野は、およそ $1^\circ \times 1^\circ$ である。このカメラは、PMTとカメラ内のエレクトロニクスを周りの砂や埃から保護するために密閉された箱として作られている。また、観測するシンチレーション光の波長域は主に300nm $\sim$ 400nmであり、その他の波長域の光をカットするために、個々のPMTの光電面上にはバンドパスフィルターとしてSCHOTT BG3が取り付けられる。さらに、PMTカメラの窓として、300nm以降の波長域に対して透過率が90%以上あるパラグラスが用いられる。

大気モニター

大気蛍光法では、空気シャワーの縦方向発達を撮像することで一次宇宙線の粒子種を識別することができる。しかし、地表近くのエアロゾルは、蛍光の散乱損失を引き起こすのみでなく、シャワー中のチェレンコフ光を散乱してノイズ光源となり、シャワーの最大発達点 X_{max} 測定に影響を与える。よって、大気蛍光法でエネルギー決定精度を10%以内に収めるには、大気透明度の補正を正しく行う必要がある。このため宇宙線望遠鏡実験では、LIDARを各ステーションに1台ずつ、そして3ステーションから等距離にある中心にCentral Laser Facilityを設置して、大気透明度を測定する。LIDARは、紫外線パルスレーザー(YAG)を大気中に射出して、その後方散乱の強度から大気透明度を測定するものである。一方Central Laser Facilityでは、真上にレーザーを放射し、各ステーションでその側方散乱光を測定する。この両システムを併用することで、信頼度の高い大気モニターを行うことができる。

2.2.2 地表粒子検出器

地表粒子検出器としては、面積 3 m^2 のプラスチックシンチレータを使用し、これを 1.2 km 間隔で合計 516 台設置する。

検出器 1 台は、 $100 \text{ cm} \times 150 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ のプラスチックシンチレータを 2 層に重ねたものが 2 つ並べられて容器 ($210 \text{ cm} \times 170 \text{ cm} \times 8 \text{ cm}$) に入れられて構成されている。それぞれのプラスチックシンチレータには直径 1 mm , 2 cm 間隔で溝が掘られており、その溝に WLSF (Wave Length Shifting Fiber) が埋め込まれる。シンチレータからの青色光は、この WLSF で緑色光に変換されて容器の中央に置かれた PMT に集められ、検出される。PMT からの信号波形は 40 MHz の FADC (Flush Analog Digital Converter) で AD 変換され、記録される。データ転送には無線ネットワークを使用する。

また、実験サイトには電源設備はなく、ケーブルをひくことも現実的ではないため、太陽電池とバッテリーにより自家発電を行う。

2.3 ハイブリッド観測

宇宙線望遠鏡実験では、大気蛍光望遠鏡による観測と、地表粒子検出器による観測を同時に行う。

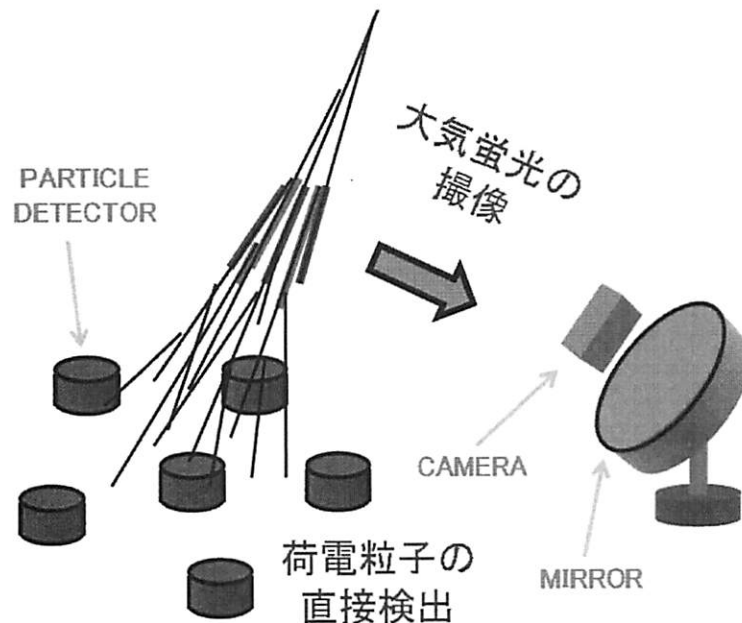


Figure 2.2: ハイブリッド観測

地表検出器アレイでは、観測した粒子数と到来時間の測定から、空気シャワーのシミュレーションを行い、一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定する。大気蛍光望遠鏡では、大気中でシャワー中心が作る軌跡を撮像し、軌跡の輝度 (光量) から大気中における空気シャ

ワ-の全エネルギー損失と到来方向を測定する。大気蛍光法と地表粒子検出器は測定原理が異なるだけでなく、空気シャワーのエネルギーを相補的な視点で測定している。すなわち、大気蛍光は空気シャワー中心軸付近でのエネルギー損失を、シャワー縦方向発達に沿って観測する。これに対して、地表粒子検出器は最大発達付近の平面内でシャワー軸から数 100 m ～ 数 km の範囲において、粒子密度の横方向分布を測定する。各々の方法は単独で一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定できるが、双方の結果が一致して初めて空気シャワー現象の統一的な理解ができる。

第3章 空気シャワー現象

宇宙線観測の方法としては大きくわけて2通りある。1つは宇宙空間もしくは大気上層部での一次宇宙線を直接測定する方法である。宇宙線のフラックスはエネルギーが一桁上がると三桁程度落ちてしまうため最高エネルギー宇宙線のエネルギー領域において、この方法では十分な統計量が得られない。もう1つの方法は一次宇宙線が大気中の原子核と相互作用することで生じる空気シャワーを観測する事によって一次宇宙線を間接測定する方法である。この方法では広大な検出面積と長時間の測定を行う事が出来るのでこのエネルギー領域における宇宙線の研究は主にこの方法で行われている。

3.1 空気シャワー

高エネルギーのハドロン宇宙線が地球の外から大気に突入すると大気中の原子核と相互作用し、多数の二次粒子を生成する。更にこれらの粒子が大気中の原子核と衝突して二次、三次と何世代にもわたってハドロン生成の連鎖がつくられる。これを核カスケードと呼ぶ。核カスケードの発達が進むと個々の粒子のエネルギーは低くなり、粒子の増殖の割合は低下し、ついには核カスケードの発達が終わる。

核カスケード過程で発生する中間子の大部分は π 中間子である。 $\pi^\pm$ の大体半分程度 π^0 がつくられ

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (3.1)$$

のように崩壊する。高エネルギーの γ 線は大気中で電子対生成によって電子、陽電子を作る。また電子、陽電子は制動放射により γ 線を放射する。これらの過程が交互に繰り返され多数の電子、陽電子、 γ 線をつくる現象を電磁カスケードと呼ぶ。

一方 $\pi^\pm$ は

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (3.2)$$

のように崩壊する。さらに低エネルギーの $\mu^\pm$ は

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) \quad (3.3)$$

のように崩壊する。

このように一次宇宙線が大量の粒子群に増殖していく現象を空気シャワー現象という。これらの粒子群のうち約90%は電磁成分であり、 μ 成分は約10%、ハドロン成分は1%以下である。Fig. 3.1はこの様子を模式的に表した図である。

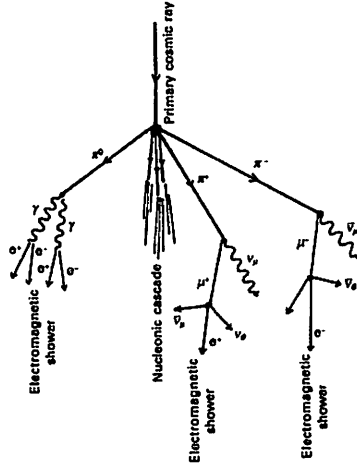


Figure 3.1: 空気シャワーの模式図

3.2 空気シャワーの発達

一次宇宙線が作る空気シャワー中の電磁成分の修粒子数 N_e の通過した大気深さによる増減はシャワーの縦方向発達と呼ばれる。一次宇宙線のエネルギーを E とすると縦方向発達は

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp[t(1 - \frac{3}{2} \ln s)] \quad (3.4)$$

と近似できる。ここで s は age parameter と呼ばれるシャワーの発達の段階を表すパラメータで

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad t = \frac{(X - X_1)}{X_0} \quad y = \ln \left(\frac{E}{\epsilon} \right) \quad (3.5)$$

を満たす。また X_0 は空気中での電子の放射長で $X_0 \simeq 38 \text{ g/cm}^2$ である。

Gaisser と Hillas 等は宇宙線陽子が作るシャワーのシミュレーションから

$$N_e(E, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[\frac{X_{max}}{\lambda_{gh}} - 1 \right] \left(\frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda_{gh}} \right)^{\frac{X_{max}}{\lambda_{gh}} - 1} \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda_{gh}} \right] \quad (3.6)$$

$$S_0 = 0.045 \left\{ 1 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100 \text{ TeV}} \right) \right\} \quad (3.7)$$

と表せることを示した。 X_{max} , X_1 はそれぞれシャワーの最大発達時の大気深さ、一次宇宙線が最初に大気と相互作用した大気深さである。また ϵ , λ_{gh} はそれぞれ空気に対する臨界エネルギー、減衰長で $\epsilon \simeq 74 \text{ MeV}$, $\lambda_{gh} \simeq 70 \text{ g/cm}^2$ である。

空気シャワー中の荷電粒子はシャワー軸付近で密になっており、軸から離れる程少なくなっていく。電磁カスケードの場合の横方向分布は西村、鎌田、Greisen によって

$$F(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{(s-2)} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{(s-4.5)} \quad (3.8)$$

と示された。ここで $C(s)$ は規格化定数、 r_M はモリエールユニット (Molière unit) と呼ばれ臨界エネルギーの電子が一放射長の物質を通過したときの横方向へのずれを示す。

3.3 観測原理

ここでは空気シャワーの地表検出器群を用いた方法と大気蛍光望遠鏡を用いた方法の異なる2種類の観測方法について、その原理を説明する。

3.3.1 地表検出器

空気シャワー中の荷電粒子を、地表にアレイ状に並べられた検出器によってシャワーの横方向の広がりを観測する。

到来方向の決定

宇宙線の到来方向は各検出器に粒子が入射した時間情報から決められる。空気シャワー中の粒子群は薄いパンケーキ状の平面を構成し大気中をほぼ光速で通過するので、この平面が各検出器に到達した時間差から到来方向がわかる。図はこの様子を簡単に表したものである。

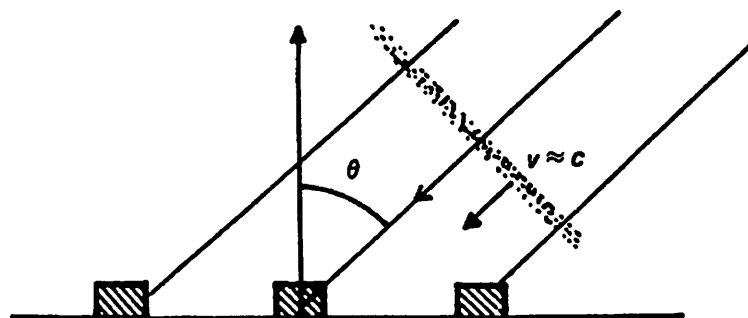


Figure 3.2: 地表検出器群を用いた到来方向の決定方法

エネルギーの決定

各検出器に入射した粒子数から地表でのシャワーの横方向分布と、全粒子数 (シャワーサイズ) を求めそれからエネルギーを推定する。空気シャワーのサイズと一次宇宙線のエネルギーについては

$$E \approx 2 \cdot 10^9 \cdot N_{max} \text{ eV} \quad (3.9)$$

の関係がわかっているのでエネルギーを推定する方法として使える。ここで N_{max} はシャワーの最大発達時のシャワーサイズである。

これ意外の推定方法として AGASA はシャワー軸から 600m での電子数密度 $S(600)$ を用いている。シャワー発達の揺らぎによる電子数密度の揺らぎはシャワー軸付近では非常に大きいけど遠方では比較的小さいことがモンテカルロシミュレーションからわかっている。明野観測所における $S(600)$ とエネルギーの関係は

$$E = 2.0 \cdot 10^{17} \cdot S(600) \quad \text{eV} \quad (3.10)$$

と導かれた。

3.3.2 大気蛍光望遠鏡

空気シャワーが大気中を伝播する際にシャワー中の荷電粒子が窒素分子を励起し蛍光を発する。この蛍光を測定することで空気シャワーの縦方向発達を観測する。

到来方向の決定

宇宙線の到来方向は空気シャワーの軸を知ることで決められる。シャワー軸は蛍光が到来時間とその軌跡から決定される。また複数の大気蛍光望遠鏡ステーションでシャワーをステレオ観測した場合にはそれぞれが決定した shower-detector 平面の交差からより正確にシャワー軸を決めることができる。

エネルギーの決定

大気蛍光望遠鏡を用いた観測では大気をカロリメータとして使うことで一次宇宙線のエネルギー E の推定を行う。電磁カスケードの場合

$$E_{em} = \frac{\epsilon}{X_0} \int_0^\infty N_e(X) dX \quad (3.11)$$

と表される。 ϵ, X_0 はそれぞれ空気に対する臨界エネルギー、放射長で $\epsilon \simeq 74 \text{ MeV}, X_0 \simeq 38 \text{ g/cm}^2$ である。 $N_e(X)$ は大気深さ $X \text{ g/cm}^2$ での電子の数。一次宇宙線のエネルギー E は E_{em} に大気蛍光として観測されずに失ったエネルギーを補正して求める。 N_e は実際に観測されたデータと大気蛍光望遠鏡のシミュレーション計算とを比較し式を使って推定する。この方法は大気の状態の依存性が高いので大気をモニターする必要がある。さらに核種によって縦方向発達の様子が異なるので大気蛍光望遠鏡では X_{max} から一次宇宙線の核種の推定ができる。これは地表検出器ではできない。ただし、その測定方法から観測できるのは月の出ていない夜だけに限られる。

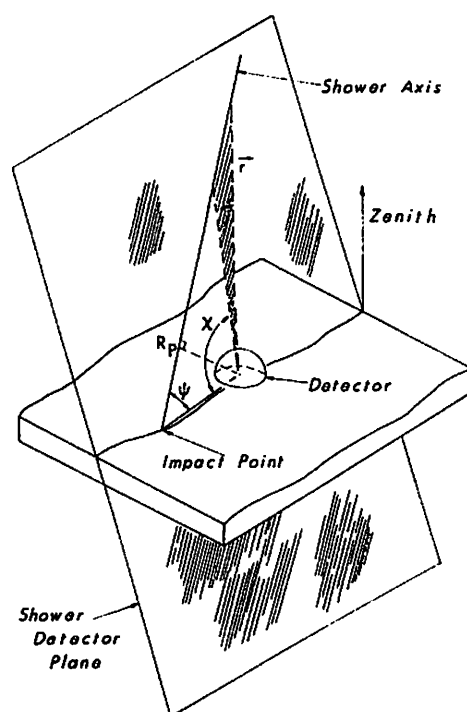


Figure 3.3: 大気蛍光望遠鏡を用いた到来方向の決定方法

第4章 各検出器に入射する粒子の発達段階の違い

今回ハイブリッド解析を考える際に注目したのが、各地表検出器に入射する粒子の発達段階の違いという点である。これは一次宇宙線が地表に対し角度をもって入射した場合、各検出器に入射するまでに粒子が通過した大気の厚さが異なるため、発達段階が違ってくるという点である。

この発達段階の違いは、今まで解析するときに考慮されてこなかった。その理由の一つは検出器間隔が小さい場合このような影響はほとんどないからである。検出器の間隔は空気シャワーの空間的広がりと同程度になるように設計される。低エネルギーの宇宙線の作る空気シャワーの横方向の広がりや検出器の間隔は10～100 mと、縦方向発達の典型的な長さ20 kmに比べ十分短い。よって全ての検出器の場所で空気シャワーの発達段階は同じと考えてよい。

しかし最高エネルギー宇宙線の作る空気シャワーでは、その横方向の広がりや検出器の間隔は～1 kmとなり、縦方向発達の長さに比べ十分短いとは言えず各検出器毎の発達段階も異なる。

同様に地表検出器を使って最高エネルギーの宇宙線の研究目的で実験を行った AGASA グループの解析はこの影響を考慮していない。考慮していない2つ目の理由として、観測方法の性質上この影響を考慮することができないからである。地表検出器だけによる空気シャワーの観測では、地表での空気シャワーの横方向の広がりを観測することしかできないので、縦方向発達の情報が得られない。

ハイブリッド観測することで縦方向発達の情報が得られるので、地表検出器群によって得られた観測結果を解析する際に発達段階の違いを考慮することが可能である。

本章では、この発達段階の違いを調べてみた。

4.1 発達段階の違い

発達段階は式 (3.6) の Gaisser-Hillas function を使って計算した。発達段階の違いは、地表に並べられた5台の検出器に入射した粒子が、それぞれどの発達段階であるかを調べて確認した。空気シャワーと5台の検出器との位置関係は Figure 4.1 で示すようにとる。

最初に低エネルギーの宇宙線、検出器間隔が狭い場合を見てみる。調べる条件は一次宇宙線のエネルギーが 10^{16} eV、検出器間隔が10 m、入射天頂角 θ が $\sec \theta = 1.4$ である。結果は Figure 4.2 のようになった。Figure 4.3 は Figure 4.2 を拡大したもので、それぞれの図の黒点は大気頂上から大気深さ X g/cm² の場所の総粒子数で赤 × は各検出器の発達段階

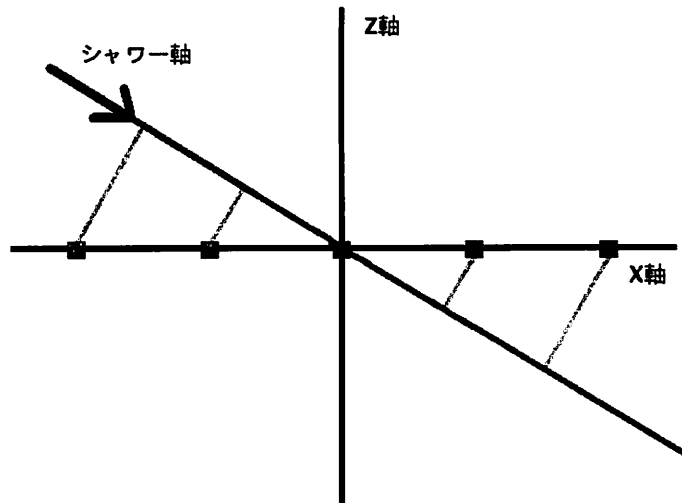


Figure 4.1: 空気シャワーと検出器の位置関係

の場所を示している。このような条件の下では5台の検出器に入射した粒子の発達段階はほとんど違いがなく、すべて同じとして扱ってもよいことが確認できた。

次に一次宇宙線のエネルギーが 10^{20} eV, 検出器間隔が 1.2 km, 入射天頂角 θ が $\sec \theta = 2.0$ の場合を調べた。結果は Figure 4.4 となった。Figure 4.5 は Figure 4.4 を拡大したもので、それぞれの図の黒点と赤 $\times$ は Figure 4.2 と Figure 4.3 と同様である。5台の検出器それぞれに入射した粒子の発達段階は明らかに異なり、すべて同じとして扱えないことがわかる。

4.2 発達段階の違いによる入射粒子数の違い

同じ発達段階であれば、シャワー軸から等距離の場所の粒子数密度は同じである。異なる発達段階であれば、当然シャワー軸から等距離であっても粒子数密度は異なる。空気シャワーが傾いて進んできたときの発達段階の違いは上で述べたが、粒子数はどれだけ違うのかを次に見てみる。

一次宇宙線のエネルギーが 10^{20} eV の場合シャワー軸から等距離で発達段階が異なる3点の粒子数を入射天頂角 θ を変えながら調べた。シャワー軸から等距離で発達段階が異なる3点 E, C, L は Figure 4.6 に示すように、シャワーの発達段階が早い順番に E, C, L と決め、その場所に入射する粒子数 N_E, N_C, N_L を計算し比較した。発達段階の計算は式 (3.6) の Gaisser-Hillas function を、距離 r の場所での粒子数密度の計算は式 (3.8) の NKG function を使って計算した。

結果は Figure 4.7, Figure 4.8, Figure 4.9 のようになった。

Figure 4.7, Figure 4.8, Figure 4.9 の上2つは、それぞれシャワー軸から距離 $r=600$ m, $r=1200$ m, $r=1800$ m の場所での N_E, N_C, N_L を入射天頂角毎にプロットしたパネルで、一番下は N_E と N_L の比をとってプロットしてある。距離 r が小さく、入射天頂角も小さい場合粒子数の差はほとんどないが、距離 r が大きく、入射天頂角も大きい場合粒子数の差が非

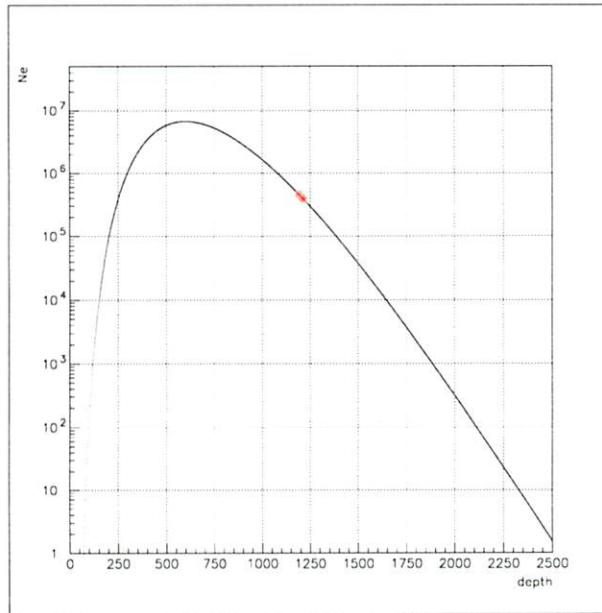


Figure 4.2: $E=10^{16}$ eV , 検出器間隔 10 m , $\sec \theta = 1.4$

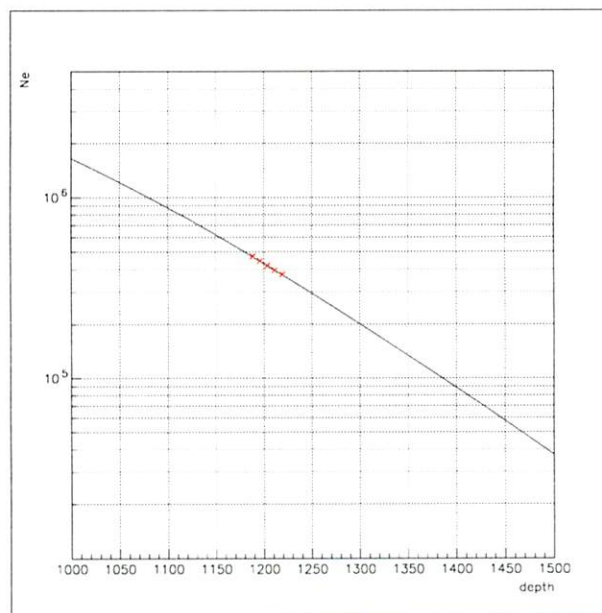


Figure 4.3: Figure 4.2 を拡大表示

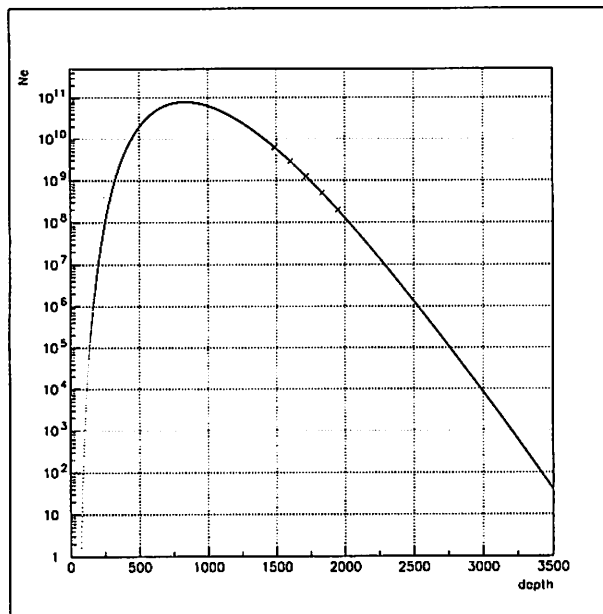


Figure 4.4: $E=10^{20}$ eV , 検出器間隔 1.2 km , $\sec \theta = 2.0$

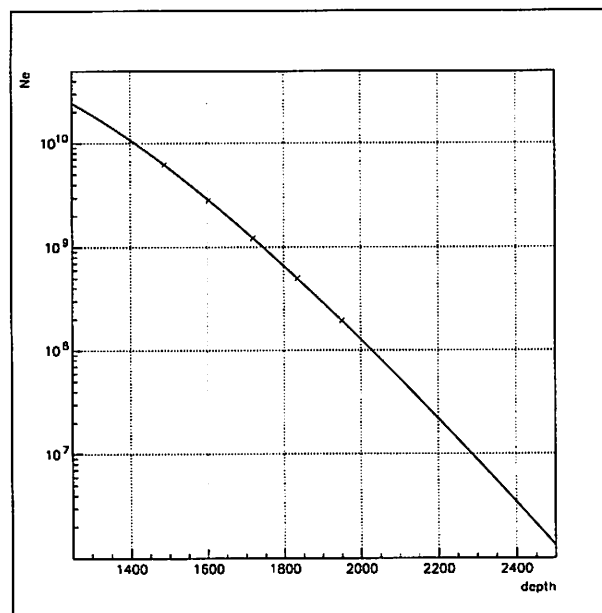


Figure 4.5: Figure 4.4 を拡大表示

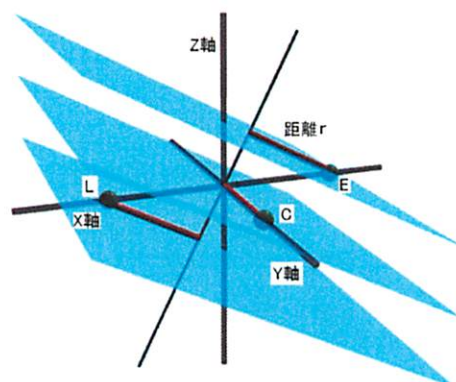


Figure 4.6: 発達段階が異なる 3 点 E, C, L とシャワーの位置関係

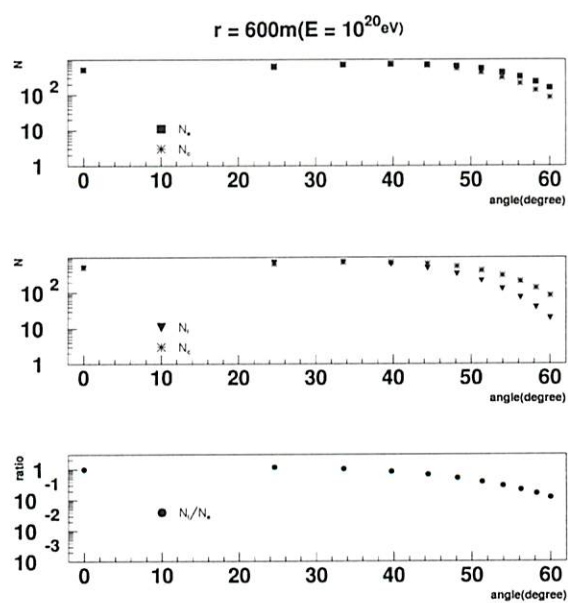


Figure 4.7: 発達段階の異なる 3 点での粒子数の, 入射天頂角による変化 ($r=600$ m)

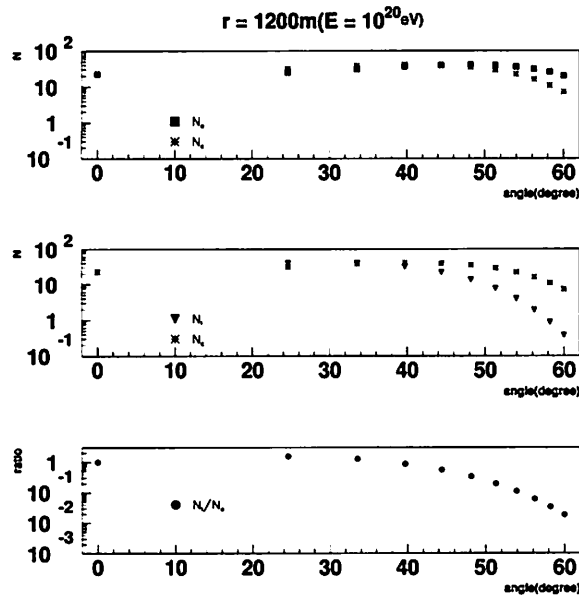


Figure 4.8: 発達段階の異なる3点での粒子数の, 入射天頂角による変化 ($r=1200\text{ m}$)

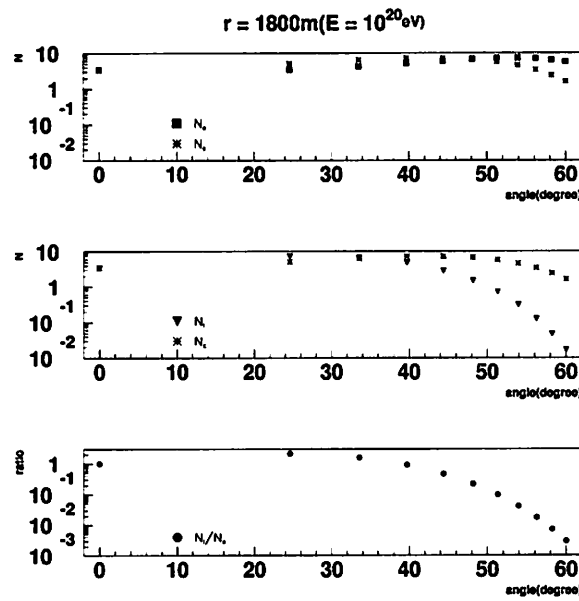


Figure 4.9: 発達段階の異なる3点での粒子数の, 入射天頂角による変化 ($r=1800\text{ m}$)

常に顕著になることが確認できた。

以上のことから地表検出器群によって得られた観測データを解析するときに、大気蛍光望遠鏡による観測情報を用いることを考えた場合、各検出器に入射する粒子の発達段階の違いを考慮する解析を行い、ハイブリッド観測の利点を生かした解析ができるのではないかと考えた。

第5章 空気シャワーシミュレーション

第4章で述べた発達段階の違いを考慮した解析と考慮しない解析とでどのように解析結果が異なるのかを調べるために次の2つのプログラムを作製した。

まず地表検出器群による観測から得られる観測データを生成するプログラム、ここでは空気シャワーシミュレータと呼ぶ、を開発した。通常空気シャワーシミュレータはモンテカルロシミュレーションを使って作製するのが一般的であるが、興味の対象としているのが高エネルギーであるので非常に時間が掛かり、色々な条件の空気シャワーを生成し解析するのに時間が掛かる。よって経験式を使って、地表に並べた各検出器に入射する粒子数を計算した。これはモンテカルロシミュレーションより現実性が劣るが、上記のような解析結果に対する影響を見る分には妥当性を欠かないと考えられる。まずは理想的なシャワーを考え first interaction length や検出される粒子数が揺らぎを含まないデータを解析するとき発達段階の違いを考慮することの有意性を示すべきである。

次に空気シャワーの観測データを解析するプログラムを開発した。この詳細については次の第6章で述べる。

5.1 計算方法

検出器は $x=0, y=0$ m を原点とする XY 座標にそれぞれ 1.2 km 間隔で縦方向に 24 台、横方向に 24 台正方形に碁盤の目状に配置した。1.2 km としたのはテレスコープアレイ実験の地表検出器の間隔が 1.2 km であるからで、実際の全体の配置の形は正方形ではないがこれによる影響はほとんど無いので考えていない。

粒子の入射時刻と入射粒子数の計算で共通に使う式として次の式を用いる。

検出器からシャワー軸からの垂直距離 r m, コアの場所から検出器からシャワー軸への垂線の交点までの距離 r_d m の関係は Fig. 5.1 のようになっているのでコアの場所を (x_c, y_c) , i 番目の検出器の場所を (x_i, y_i) とすると

$$r_d = (x_i - x_c) \sin \theta \cos \phi + (y_i - y_c) \sin \theta \sin \phi$$

$$r^2 = (r_d \sin \theta \cos \phi + x_c - x_i)^2 + (r_d \sin \theta \sin \phi + y_c - y_i)^2 + (r_d \cos \theta)^2$$

の関係が成り立つ。ここで θ と ϕ は一次宇宙線の入射天頂角と方位角である。

検出器への粒子が入射した時刻情報は以下の方法で計算した。空気シャワーのシャワー面はシャワー軸を中心とした円錐構造をしている。しかし、その傾きは緩やかであり、近似

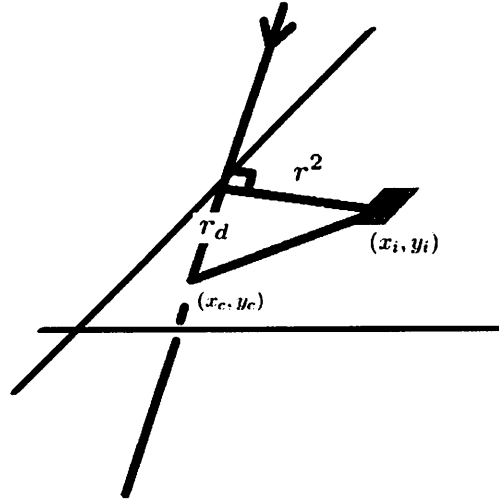


Figure 5.1: 検出器とシャワー軸の幾何学的関係

的に平面と見なすことができる. よって今回はシャワー面は完全な平面であり, その厚さは無いと仮定する. またシャワー面の進行速度は光速 c であるとする. 各検出器に粒子が入射した時刻はコアの場所 (x_c, y_c) に入射した時刻を t_0 とすると

$$t_i^{sim} = t_0 + \frac{1}{c} r_d \quad (5.1)$$

となる. 実際には $t_0 = 0$ としている.

検出器への入射粒子数の計算は以下の方法で行う.

まず一次宇宙線の primary energy E と大気深さ X を与えて, 粒子が大気に突入した時の縦方向発達を計算してやる.

縦方向発達の式として Gaisser-Hillas function を用いて, 地表での shower size N_e を計算した.

$$N_e(E, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[\frac{X_{max}}{\lambda_{gh}} - 1 \right] \left(\frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda_{gh}} \right)^{\frac{X_{max}}{\lambda_{gh}} - 1} \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda_{gh}} \right] \quad (5.2)$$

$$S_0 = 0.045 \left\{ 1 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100 \text{ TeV}} \right) \right\} \quad (5.3)$$

$$X_{max} = 58 \times \log \left(\frac{E}{1 \text{ eV}} \right) - 297 \quad [\text{g/cm}^2] \quad (5.4)$$

ここで critical energy $\epsilon = 74 \text{ MeV}$, attenuation length $\lambda_{gh} = 70 \text{ g/cm}^2$ を用いている. first interaction length X_1 は今回 primary energy によらず

$$X_1 = \frac{82.0}{\left(\frac{10^{20}}{10^{12}} \right)^{0.04}} \simeq 39 \quad [\text{g/cm}^2] \quad (5.5)$$

で一定とした．次に上で求めた shower size N_e を用いて横方向分布を計算した．

横方向分布の式は NKG function を用いてシャワー軸から垂直距離 r m の点での粒子数密度を計算．

$$F(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{(s-2)} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{(s-4.5)} \quad (5.6)$$

ここで s は age parameter で

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad t = \frac{(X - X_1)}{X_0} \quad y = \ln \left(\frac{E}{\epsilon} \right) \quad (5.7)$$

を満たし, Molière unit $r_M = 85$ m, radiation length $X_0 = 38$ g/cm² を用いた．規格化定数 $C(s)$ は $C(s) = \Gamma(4.5 - s)/2\pi \times \Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)$ より計算した．

検出器の面積は $area = 3$ m² とし, 以上の式から検出器番号 i の検出器に入射する粒子数 N_i は

$$\rho_i^{sim} = Ne(E, X - X_1)F(r, s)/r_M^2 \quad (5.8)$$

$$N_i^{sim} = \rho_i^{sim} \times area \quad (5.9)$$

と計算できる．入射天頂角が $\theta = 0^\circ$ でない場合, 空気シャワーの発達で通過する大気ของความさは $\sec \theta$ 倍になり, また各検出器に入射する粒子が通過する大気厚さも異なるので上記の式の X を各検出器毎に計算しなければならない．

各検出器までの大気深さ X_i g/cm² は入射天頂角 θ , 地表での大気密度を $ad = 1.1117 \times 10^{-3}$ g/cm³ とすると

$$X_i = 860 * \sec \theta - ad * r_d \quad (5.10)$$

となる．

よって今までの式の X と s を各検出器毎の X_i と s_i に置き換えて

$$\rho_i^{sim} = Ne(E, X_i - X_1)F(r_i, s_i)/r_M^2 \quad (5.11)$$

$$N_i^{sim} = \rho_i^{sim} \times area \quad (5.12)$$

となる．ただし検出器内部での response 等は考慮しておらず, 検出される粒子数には揺らぎがまったく含まれていない．

5.2 条件

空気シャワーを生成する条件は以下を適用する．コアの位置 (X_c, Y_c) は $(X_{base} \pm 1, Y_{base} \pm 1)$ の範囲にランダムで決める．空気シャワーイベント毎にコアの位置は変える． X_{base}, Y_{base} はそれぞれ 13.0, 9.3 km とした．この値は特に深い意味は無く地表検出器が置かれている領域

の端っこにならないようにだけすればよい.

一次宇宙線のエネルギー E は $E=10^{20}$ eV で固定する.

入射天頂角 θ は $\sec \theta = 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0$ とそれぞれ固定し イベントを生成した.
また方位角 ϕ は 0° で固定した.

第6章 解析方法と解析結果

経験式から計算して作製した空気シャワーの地表検出器による観測データを解析するプログラムを開発した。解析では地表検出器群によって得られた観測データを解析し、シャワーの到来方向と一次宇宙線のエネルギーとコアの位置を求める。

6.1 到来方向の決定

シャワー面の構造は平面であるとしシャワー面が検出器に到達した時間差から到来方向を推定する。シャワー面は光速 c で進むとする。なおこのときの計算に用いる検出器は入射した粒子数が 0.3 particle 以上のものだけに限る。この条件は次に説明する、コアの位置とエネルギーの決定でも同様で、このようにした理由は実際の観測ではある閾値以下の粒子数は観測できないからである。0.3 particle が妥当であるかは調べていないが、あまりに非現実的過ぎることはないと考えた。

入射天頂角を θ 、方位角を ϕ をフリーパラメータとして期待される粒子の到着時刻 t_i^{exp} とシミュレーションでの t_i^{sim} を比較し最小二乗法を使って最確値を決定する。座標原点での粒子の到着時刻を t_0 とすると

$$t_i^{exp} = t_0 - \frac{1}{c}(X_i * \cos \phi \sin \theta + Y_i * \sin \phi \sin \theta + Z_i * \cos \theta)$$

となり

$$\chi^2 = \sum \left[\frac{t_i^{sim} - t_i^{exp}}{\sqrt{t_i^{exp}}} \right]^2 \quad (6.1)$$

としたときの χ^2 が最小になったときの θ, ϕ を最確値とする。 θ, ϕ をサーチする方法はグリッドサーチ法と呼ばれる方法を用いた。すなわちサーチする範囲とサーチの間隔を徐々に小さくしていき最確値を絞り込んでいく方法で計算時間の短縮をはかる。最初のサーチの範囲は θ は $0^\circ - 90^\circ$ 、 ϕ は $0^\circ - 360^\circ$ で間隔は 10° とした。次のサーチは前回のサーチで決まった最確値の $\pm 10^\circ$ の範囲を間隔 1° でサーチする。これをサーチする範囲と間隔を $\frac{1}{10}$ にして繰り返す。今回はシャワー面の構造がシミュレーションでも解析でも同じ平面であるとわかっており、粒子の入射時刻は揺らぎがまったく含まれていないので3台の検出器の入射時刻情報があれば到来方向は一意に決まり、完全に正確に求めることができる。

6.2 コアの位置とエネルギーの決定

コアの位置と一次宇宙線のエネルギーの決定は到来方向の決定と同様にグリッドサーチ法によってサーチし χ^2 が最小となるように決める。つまりコアの位置 (X_c^{exp}, Y_c^{exp}) , エネルギー E^{exp} をパラメータとして各検出器に入射する粒子数の期待値 N_i^{exp} を求め, 実際のシミュレーションの値 N_i^{sim} と比較して得られる χ^2 を最も小さくするとき, それぞれの値を最確値とする。入射天頂角 θ, ϕ は前述の到来方向の決定で決まった値を用い, N_i^{exp} の計算は第 5 章の式を用いて計算した

$$\rho_i^{exp} = Ne(E, X - X_1)F(r, s)/r_M^2 \quad (6.2)$$

$$N_i^{exp} = \rho_i^{exp} \times area \quad (6.3)$$

このときに三章で述べた各検出器に入射する粒子数の発達段階の違いが解析結果にどのように影響を及ぼすかを調べるために, そのような違いを考慮した解析と考慮しない解析を両方行い, 両者の結果を比較する。

具体的には発達段階の違いを考慮しない解析では式 6.2 の X と s の値をすべての検出器で同じであるとして計算する。それぞれの値はコアの場所での値を計算して用いる。発達段階の違いを考慮した解析では式 6.2, 6.3 を

$$X_i = 860 * \sec \theta - ad * r_d \quad (6.4)$$

$$\rho_i^{sim} = Ne(E, X_i - X_1)F(r_i, s_i)/r_M^2 \quad (6.5)$$

$$N_i^{sim} = \rho_i^{sim} \times area \quad (6.6)$$

として, 各検出器毎に発達段階を計算して解析を行うことで各検出器毎の発達段階の違いを考慮した解析とした。

6.3 解析結果

解析によって推定された結果は以下ようになった。Figure 6.1 ~ Figure 6.6 はコアの位置とエネルギーの決定精度を示した。上方の 2 つのパネルの横軸はそれぞれコアの位置の決定誤差, $x_c^{result} - x_c^{real}$ m, $y_c^{result} - y_c^{real}$ m, 縦軸は横軸の値に解析されたイベントの数を表している。下のパネルの横軸はエネルギーの決定誤差 $E^{result} - E^{real}$ eV を E^{real} で割って % に直してあり, 縦軸は横軸の値に解析されたイベントの数である。ここで x_c, y_c, E の右上の添字 *result* と *real* はそれぞれ解析から求めた推定値, シミュレーションでの値である。Figure 6.2 ~ Figure 6.6 青のヒストグラムと赤のヒストグラムは, それぞれ発達段階の違いを考慮した解析の結果と考慮しなかった解析の結果である。Figure 6.1 は天頂角 $\theta = 0^\circ$ なので当然, 考慮した解析としなかった解析は同じ結果となった。

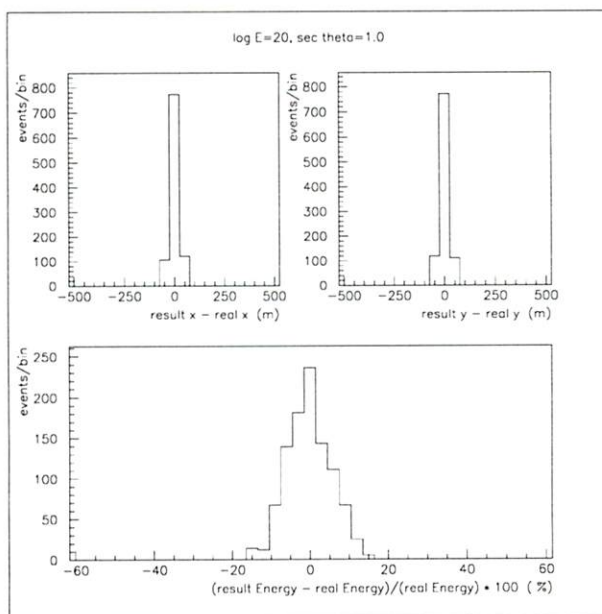


Figure 6.1: $\sec \theta = 1.0$ の場合の解析結果

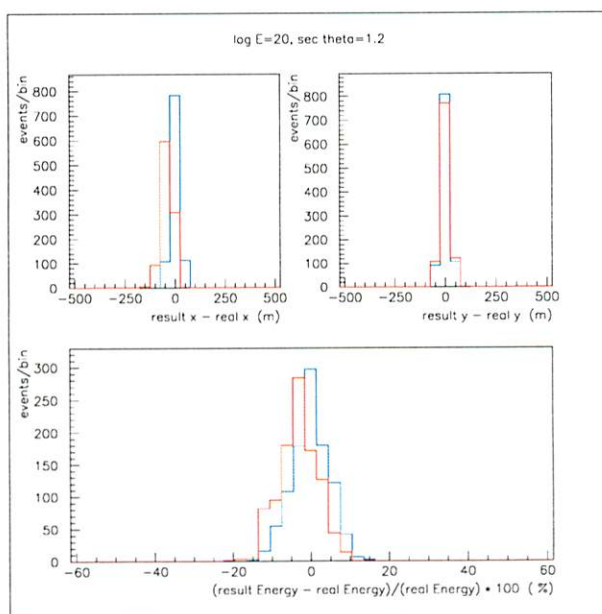


Figure 6.2: $\sec \theta = 1.2$ の場合の解析結果

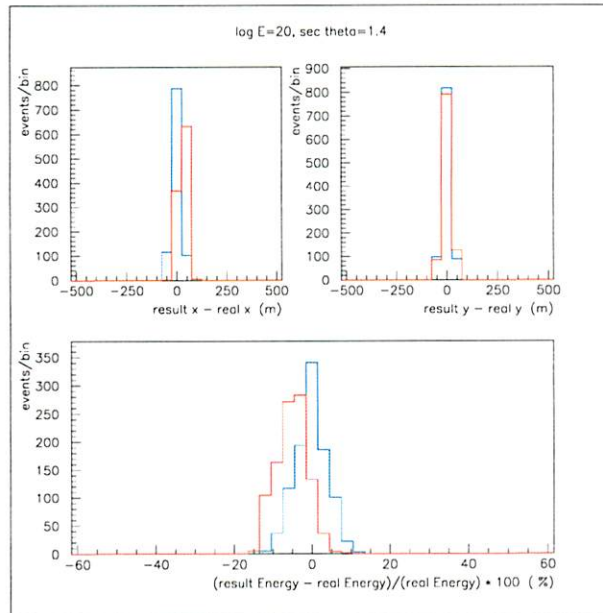


Figure 6.3: $\sec \theta = 1.4$ の場合の解析結果

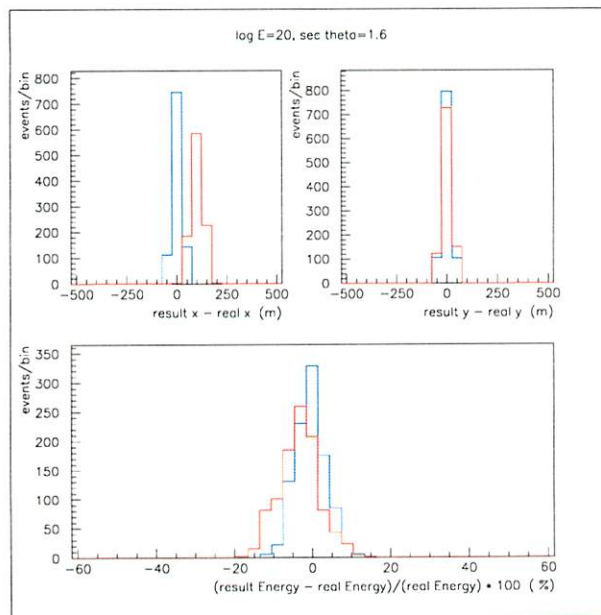


Figure 6.4: $\sec \theta = 1.6$ の場合の解析結果

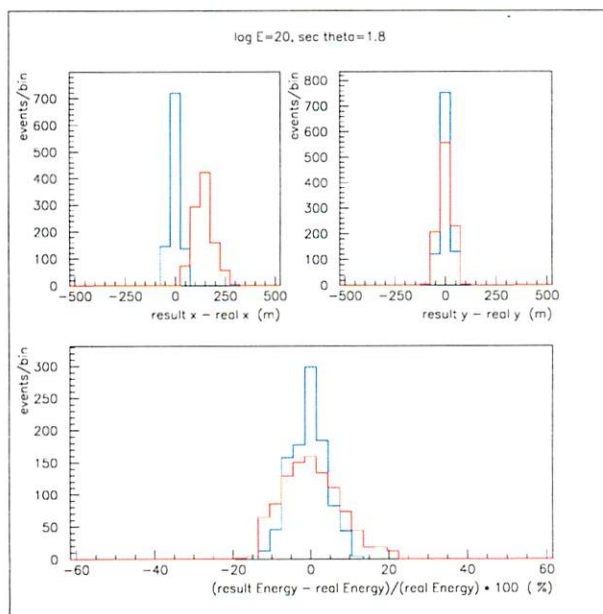


Figure 6.5: $\sec \theta = 1.8$ の場合の解析結果

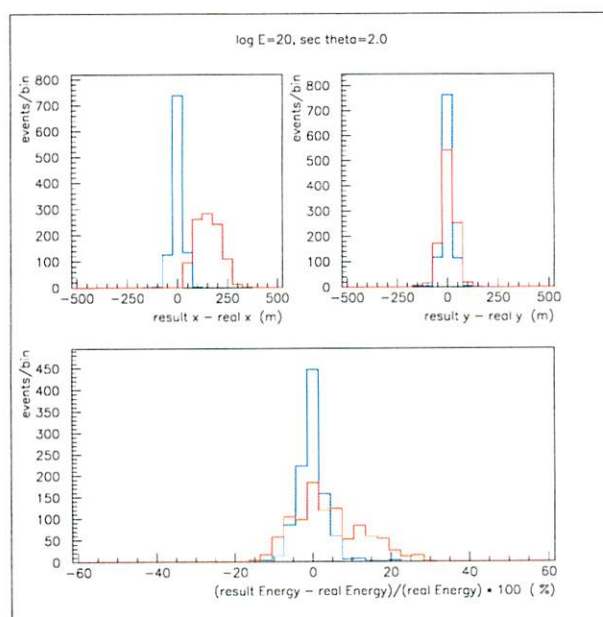


Figure 6.6: $\sec \theta = 2.0$ の場合の解析結果

Figure 6.1 ～ Figure 6.6 のエネルギー決定精度の評価は解析結果のヒストグラムをガウス関数でフィットして行った. その結果が Table 6.1 である.

sec θ	考慮した解析	考慮しない解析
1.0	-0.13 ± 5.61	-0.13 ± 5.61
1.2	-0.11 ± 4.74	-2.77 ± 4.78
1.4	-0.27 ± 4.16	-4.94 ± 3.85
1.6	-0.43 ± 3.98	-3.26 ± 5.08
1.8	-0.57 ± 4.63	0.52 ± 6.64
2.0	-0.48 ± 3.19	3.86 ± 8.51

Table 6.1: 解析結果のまとめ

解析結果から発達段階の違いを考慮しない解析だと, コアの位置の推定がシャワーが入射した方向に系統的にずれてしまい, エネルギーの推定でも系統的にずれてさらに揺らぎも大きくなる傾向がある.

第7章 結論と今後の展望

地表検出器群の観測で各検出器に入射する粒子の発達段階が異なるという事実に注目し、この影響を考慮した場合解析結果が考慮しない場合と比べどれだけエネルギーの決定精度が向上するかを調べた。その結果考慮した解析は考慮しない解析に比べエネルギーの決定精度は有意に向上することを確認した。大気蛍光望遠鏡の観測結果を地表検出器群の観測結果の解析に使うことで、このような発達段階の違いを考慮することができるので、ハイブリッド解析ではこのような解析方法をとる必要があると結論する。

今後は理想的な空気シャワーシミュレーションをモンテカルロシミュレーション等の現実的な空気シャワーに変え、実際の空気シャワーも解析できるような解析プログラムにする必要がある。また今回は発達段階の違いについて注目したが、大気蛍光望遠鏡の大きな利点はこの他にも地表検出器では判別が難しい一次宇宙線の核種が精度良く推定できる点と、地表検出器群より精度良く宇宙線の到来方向が推定できる点がある。この利点を生かすような解析方法の開発も行うべきである。

謝辞

本研究にあたり御指導頂きました, 大阪市立大学 川上三郎教授, 林嘉夫助教授に感謝致します。またプログラミング言語, レポートの書き方, 仕事に対する姿勢等々, 直接御指導頂きました荻尾彰一講師に深く感謝致します。

様々な機会に研究に関して教示, 助言頂いた, Tata Institute of Fundamental Research の田中秀樹様 東京大学宇宙線研究所の野中敏幸様, 大阪市立大学 松山利夫様, 大嶋晃敏様, 奥田剛司氏, 林潔晃氏, 南野真容子氏に感謝します。

テレスコープアレイ実験に微力ながら参加させて頂き, テレスコープアレイ実験コラボレーターの皆様に感謝します。

宇宙線研究の道に進むきっかけを与えて下さった, 近畿大学 千川道幸教授に改めて感謝致します。

参考文献

- [1] The Telescope Array Project Design Report (2000)
- [2] James W. Cronin, The highest-energy cosmic rays.(2003)
- [3] A. V. Olinto, The Origin of Highest Energy Cosmic Rays. (2001)
- [4] R. U. Abbasi, et al..[The High Resolution Fly's Eye Collaboration], Astrophys.J.622(2005) .
- [5] 小田稔, 宇宙線.
- [6] K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics.
- [7] S. Longair, High Energy Astrophysics.
- [8] 田中秀樹, 博士論文. (2004)